チャーム粒子の非軽粒子的崩壊

渡　辺　恒　利

カイラル不変な非線形ラグランジアンを使って $D \to K\pi$ の崩壊寿命を計算した。$m_W=50\text{GeV}$，$m_{F^*}=2.2\text{GeV}$，$m_{F_A}=2.7\text{GeV}$，$m_{D_A}=2.3\text{GeV}$ に対して，$D^0 \to K^+\pi^-$ の崩壊寿命は 3.3×10^{-12} 秒である。

§I　はじめに

最近は実験物理学の進歩がめざましく，ニュートリノの非弾性散乱，および電子陽電子の対消滅過程等が引き続き勢力的に（欧米諸国で）行なわれ，その結果，チャーム粒子の存在が確立されようとしている。[1] 擬スカラーチャーム粒子 D (D^0; 質量約 1870MeV[2),3)]) やベクトルチャーム粒子 D^* (D^{*0}，質量約 2000MeV[2)]) 等の発見が報告されている。そして，チャーム粒子の質量スペクトルや種々の性質が，まだ見つかっていない部分も含めて，例えば，$SU(4)$ 対称性，コーク4元模型やクーロンと直線形の複合ポテンシャル模型等で計算されている。現在では，もっと細かい所まで目が向けられていて，多重項の中の電磁質量差等が種々の模型で論じられているのである。

現在の状況を1世紀前の化学との比較で考えると，上記の事情は原子をメンデレーエフの周期律表に従って分類し，未知の原子とその化学的性質の予言を素粒子のレベルで実行していることに対応する。原子では，原子核や電子に対応するものが，素粒子ではコークであり，その種類はチャームコークを含め4個のコークとそれらの反コークと考えるコーク4元説が現在主流をなしている。素粒子（ハドロン）の反応，性質をコークの化学

反応式で考えてみることが現在求められている課題である。

原子では原子を構成する力がクーロンの電磁相互作用であるのに対し，ハドロンでは，それを構成する力は複雑で，統一ゲージ理論によれば，コーク間を結びつけるベクトルゲージ粒子による力が1番重要で，それは後に述べるように多重構造をもっているらしい。更に加えて電磁相互作用，弱い相互作用が働いている。そこでハドロンが関係する反応を考察する場合，複雑な力をどのように取り扱うか，色々な考え方が出てくる。1つ2つ名前だけあげておくと，ベクトルゲージ粒子の影響をコークを結ぶ弦のように考えて量子化する弦模型や，コークを格子点においてある大きさ以上の運動量を切り取ってしまうことに対応する格子模型などがある。この論文では，1つの考え方として非線形ラグランジアンを使ってチャーム粒子の崩壊を考えることにする。

以前からチャーム粒子の崩壊を計算した論文はあるが，チャーム粒子の存在，質量が仮定されており，現実性がなかった。1974年プサイ粒子の発見，コーク4元模型，統一ゲージ理論の発展などによって，チャーム粒子についてかなり詳しく論ぜられるようになり，76年のチャーム粒子 D^0, D^{*0} の発見によって，チャーム粒子に関する研究が1つの流行となっている。

チャーム粒子（記号 C で代表させる）のチャームのない通常の粒子の崩壊は下記のように3通り考えられる。

$$C \longrightarrow l+\bar{\nu}_l \tag{1}$$

$$C \longrightarrow l+\bar{\nu}_l+h(+\cdots) \tag{2}$$

$$C \longrightarrow h_1+h_2(+\cdots) \tag{3}$$

ここで l は軽粒子，例えば電子，μ 粒子などで，$\bar{\nu}_l$ は l に付随する反ニュートリノ，h は強い相互作用をするハドロン，例えば π, K 中間子などである。（2）と（3）で（+…）は他に複数個のハドロンか光子が現われてもよいことを示す。（1）は軽粒子のみにこわれ，純軽粒子崩壊という。（2）は軽粒子とハドロンが混ざっていて準軽粒子崩壊（semileptonic decay）

という。(3)は軽粒子が入っていないので，非軽粒子崩壊という。(1)と(2)は質量のない中性ニュートリノが入っているので，見つけるのがむずかしく，実際チャーム粒子は(3)によって見つかっている。この場合，左辺のチャームネス(＋か－)が右辺で0となるため，チャームネスを保存する強い相互作用，電磁相互作用だけでは(3)は起らない。必ず弱い相互作用を伴う。この論文ではチャーム粒子として D^0 (1870MeV) が弱い相互作用で K 中間子 (494MeV) と π 中間子 (140MeV) に崩壊する寿命を計算するのだが，計算に進む前に，考え方を明らかにするために，統一ゲージ理論による強い相互作用の考え方を紹介しておく。

統一ゲージ理論によると，ハドロン，ハドロン間の強い相互作用は，構成粒子であるコークにベクトルゲージ粒子がくっついて媒介される。このベクトル粒子は'にかわ'のようにコークを複数個くっつけてハドロンをつくると考えられ，'にかわ粒子'(グルーオン)と呼ばれる。コーク粒子とのくっつきかたの程度は結合定数によって定まるが，その大きさ α_s は運ばれるエネルギーに依存する。この点が電磁相互作用と著るしく相違する所で，くり込まれた電磁相互作用の大きさは，エネルギーに関係なく $\alpha=1/137$ という普遍的な大きさをもつ。従ってどの様なエネルギー領域でも α による摂動計算が許され，成果をあげている。

さて α_s のエネルギー依存性は漸近的自由性と赤外奴隷性という対照的な言葉で表わされる。漸近的自由性とは，エネルギーが大きくなるとコークとグルーオンとの結合の大きさ α_s が小さくなり，エネルギーが無限大になると0になるということで，その逆に赤外奴隷性はエネルギーが小さくなると α_s が大きくなって，コークはグルーオンにがんじがらみに縛られてしまうということである。コークを人格化して考えてみると，エネルギーが大きい時はハドロンの中を自由粒子のように振る舞い，大いに現代の自由，放任を満きつしているのに反して，エネルギーがなくなってくるとたちまち古代奴隷のように身動きも出来ない位，グルーオンという鎖に縛られてしまうのである。刻々と変化するエネルギーに対応して，奴隷に

なったり，自由になったりして，なかなかその正体をとらえることがむずかしい。これらの性質は，しかし現象論的に言えば都合のよいことなのである。現象論の立場からみると，高エネルギーハドロンの散乱断面積や，ハドロンを標的にした軽粒子インクルージヴの実験事実は，ハドロンの中でコークが自由粒子のように振る舞うと仮定する従来のコーク模型で良く説明されており，その結果コークはハドロン内を自由に動いているというイメージが出てくるのである。Bjorken の規則性もその自由性から導くことが出来る。即ち，漸近的自由性は実験事実から好ましいとされている。

一方，赤外奴隷性は，ゲージ理論の赤外発散から生じたもので，最初はゲージ理論の致命的な欠陥と思われたが，コーク閉じ込めに深く関わっているという原理的な問題から重要視されている。そもそも現在のように高エネルギー散乱実験の質と量が充実して，コークが発見されると予想されるエネルギー領域を充分にカバーしているにもかかわらず，どうして1個のコークも発見されないのだろうか？　最も有力な説明はコークがハドロンの中に永久に閉じ込められて，外に出るには無限大のエネルギーが必要であるとする考えである。赤外奴隷性からハドロン内のコークが相互に離れようとする場合を考えると，コーク間の相対的な距離が増し，その結果，正準共役なエネルギー（運動量）が小さくなって α_s が大きくなり，グルーオンによってハドロン内にひき戻されてしまうのである。格子模型によれば，コーク間のポテンシャルエネルギーは，その相対的な距離に比例する。そこでポテンシャル模型ではハドロン内のコークの振る舞いを古典的なポテンシャルのイメージとして漸近的自由性から導かれる短距離で支配的な距離に逆比例するクーロン型ポテンシャルと，赤外奴隷性から予想される長距離で支配的な，距離に比例するポテンシャルの二重構造として考える。その考えはハドロンの質量スペクトル，及びハドロンの多重項内の質量差などで成果をあげている。

さて実際に強い相互作用を上で述べたようなグルーオンの交換としてゲージ理論で計算する場合，α_s を小さくとって1個のグルーオンの交換の

寄与を計算するのだが，ポテンシャルの言葉でいうと，クーロン型の部分（の最低次）だけを考慮しているのに過ぎない。

ハドロンの崩壊を例にとると，ハドロンの質量に相当する 1 GeV 前後で，α_s を 0.5 位にとって強引に摂動計算をしているが意味があるかどうか疑わしい。しかしそんなことでひるんでしまうほどの心臓では物理はやっていけない。言い換えると，現在の物理屋は，相当荒っぽい計算をしても，真理が入っていれば正しい結果に導かれるという楽観的な信念につらぬかれているのである。

さて従来，低エネルギー（1 GeV 前後）の強い相互作用を扱う理論として，Gell-Mann によるカレント代数があって，いくつかの仮定と共に成果をあげているが，かなり複雑なテクニックを要する計算が必要である。一方 Schwinger などによって，非線形ラグランジアンによるカイラル不変な場の理論が，カレント代数と同等な結果を導くことが示されている[4)]。但し，ここで現われるラグランジアンはくり込みが不可能で，摂動計算が出来ないので，実効ラグランジアンとして，最低次だけを計算するという約束で成り立っている。この方法で，奇妙な粒子である K 中間子の π 中間子への崩壊 $K\to\pi\pi$ に成功しているので，我々はこれをチャーム粒子にまで拡張して考えてみたい。

紀要8号[6)]で紹介した様に，統一ゲージ理論はくり込み可能で，しかも Higgs 機構でコークに質量をもたらすことが可能であり，種々の点で好ましい性質を含んでいるが，グルーオンが非アーベル群のゲージ粒子であるために運動方程式が非線形になって，今の所，どうやってよいのか分らない。

グルーオンの交換による強い相互作用の表現が，ゲージ理論で考えると複雑な計算になるが，結果として，くり込み不可能で非線形な実効ラグランジアンで表現出来るという考えで計算を行ってみる。

§Ⅱ で実効ラグランジアンの形式を述べ，§Ⅲ で，$D\to K\pi$ の崩壊の計算を，§Ⅳ で討論とまとめを述べる。

§II　実効ラグランジアンの形式

a)　カイラル不変なラグランジアン

コークとして uds にチャームコーク c を加えた4元コークを考える。まず数学として4成分コークを q, 擬スカラー 4×4 行列を π, スカラー 4×4 行列を σ で表わすとき，次のラグランジアン L;

$$L=-\bar{q}\gamma_\mu\partial_\mu q+g\bar{q}(\sigma+i\gamma_5\pi)q-\frac{1}{2}\mathrm{Tr}(\partial_\mu\pi\partial_\mu\pi+\partial_\mu\sigma\partial_\mu\sigma) \qquad (4)$$

（Tr は $SU(4)$ の行列についての跡である。）

は $SU(4)$ のカイラル変換

$$\begin{aligned} q &\to q'=(1+i\gamma_5\xi)q, \\ \pi &\to \pi'=\pi+\delta\pi,\quad \delta\pi=-\xi\sigma-\sigma\xi, \\ \sigma &\to \sigma'=\sigma+\delta\sigma,\quad \delta\sigma=\xi\pi+\pi\xi \end{aligned} \qquad (5)$$

に対して不変である。ここで ξ は $SU(4)$ のカイラル変換を決める 4×4 の無限小の定数行列である。

q, σ, π と現実のコーク場 ψ, 現実の擬スカラー中間子の場 φ との関係は

$$\begin{aligned} &q=\frac{1+i\gamma_5\phi}{\sqrt{1+\phi^2}}\psi,\quad \varphi=\frac{F_\pi}{\sqrt{2}}\phi,\quad \pi=\frac{F_\pi}{2\sqrt{2}}\frac{2\phi}{1+\phi^2}, \\ &\sigma=-\frac{F_\pi}{2\sqrt{2}}\frac{1-\phi^2}{1+\phi^2} \end{aligned} \qquad (6)$$

で決める。

（6）から σ は擬スカラー場 ϕ の偶関数になっていて真空期待値 $\langle 0|\sigma|0\rangle=-\dfrac{F_\pi}{2\sqrt{2}}$ をもち，π は ϕ の奇関数である。π と σ は ϕ のみで表わされ，次の関係を満たす。

$$\begin{aligned} &\sigma^2+\pi^2=F_\pi{}^2/8, \\ &\sigma\pi-\pi\sigma=0. \end{aligned} \qquad (7)$$

カイラル変換（5）に従って ϕ と ψ も変換する。その変換性は q, π, σ のような線形な変換ではなく，非線形である。ψ の変換は複雑なので ϕ の変換

を書いておくと，

$$\phi \rightarrow \phi' = \phi + \delta\phi,$$
$$\delta\phi = \xi + \phi\xi\phi \qquad (8)$$

となる。

ラグランジアン(4)の中で，q が現われる項，すなわち，第1，第2項を(6)によって定義されたψとϕで表わしてみると，

$$L' = -\overline{\psi}\gamma_\mu\partial_\mu\psi - \frac{F_\pi}{2\sqrt{2}}g\overline{\psi}\psi$$
$$-\overline{\psi}\frac{1+i\gamma_5\phi}{\sqrt{1+\phi^2}}\gamma_\mu\partial_\mu\left(\frac{1+i\gamma_5\phi}{\sqrt{1+\phi^2}}\right)\psi \qquad (9)$$

となる。これは非線形カイラル変換(8)に対して不変である。

b) ゲージ場の導入

さて，ベクトル場 V と擬ベクトル場 A をゲージ場として，ミニマルな形で導入してみる。V と A の $SU(4)$ のカイラル変換性は

$$\delta V_\mu = i(\xi A_\mu - A_\mu\xi)$$
$$\delta A_\mu = i(\xi V_\mu - V_\mu\xi) + \frac{1}{g}\partial_\mu\xi \qquad (10)$$

である。

コーク場ψとの相互作用部分は(9)より

$$ig\overline{\psi}\frac{1+i\gamma_5\phi}{\sqrt{1+\phi^2}}(\gamma_\mu V_\mu + \gamma_\mu\gamma_5 A_\mu) \times \frac{1+i\gamma_5\phi}{\sqrt{1+\phi^2}}\psi \qquad (11)$$

で，カイラル変換(10)に対して不変になっている。擬スカラー場との相互作用は，(4)の最後の項であるπとσの運動部分から現われる。まとめると，

$$ig\,\mathrm{Tr}[V_\mu(\pi\partial_\mu\pi - \partial_\mu\pi\pi + \sigma\partial_\mu\sigma - \partial_\mu\sigma\sigma)] - g^2\,\mathrm{Tr}[-V_\mu\pi V_\mu\pi$$
$$-V_\mu\sigma V_\mu\pi - V_\mu\sigma V_\mu\sigma + A_\mu\pi A_\mu\pi$$
$$+A_\mu\sigma A_\mu\sigma + 2i(V_\mu\sigma A_\mu\pi - V_\mu\pi A_\mu\sigma)] \qquad (12)$$

であり，(10)に対して不変になっている。

c) 弱い相互作用の導入

弱い相互作用は場の量子論で考えると，W や Z 中間子の交換という形で表わされる。W 中間子はそれ自身電荷＋か－をもっていて，電荷を運ぶ。Z 中間子は中性で電荷を運ばないがチャーム粒子の崩壊（3）には，影響がないので無視する。

ゲージ場 V, A に次の形で W 中間子を導入する。

$$V_\mu \to V_\mu + g_W/g\, W_\mu\,,$$
$$A_\mu \to A_\mu + g_W/g\, W_\mu \tag{13}$$

ここで

$$W_\mu = (\Lambda_{12}+\Lambda_{21}+\Lambda_{34}+\Lambda_{42})\cos\theta w_\mu + (\Lambda_{13}+\Lambda_{31}+\Lambda_{24}+\Lambda_{42})\sin\theta w_\mu \tag{14}$$

で w_μ が W 中間子を表わす。Λ_{ij} は 4×4 行列で，$(\Lambda_{ij})_{kl}=\delta_{ik}\delta_{jl}$ であり，角度 θ は Cabibbo の角度である。W 中間子の質量を m_W とすると，g_W は弱い相互作用の結合定数 G と次の関係がある。

$$g_W{}^2/m_W{}^2 = G/\sqrt{2}. \tag{15}$$

(13) を (12) に代入すると，W 中間子と ψ, π, σ との相互作用，すなわち弱い相互作用のラグランジアンが得られる。そこで擬スカラーチャーム粒子の崩壊に必要な弱い相互作用の部分をひろってみると，

$$\begin{aligned} L_W = g_W \mathrm{Tr}\,[\{&i(\pi\partial_\mu\pi - \partial_\mu\pi\cdot\pi + \sigma\partial_\mu\sigma - \partial_\mu\sigma\sigma) \\ &+(\pi\partial_\mu\sigma + \partial_\mu\sigma\pi - \sigma\partial_\mu\pi - \partial_\mu\pi\sigma)\}W_\mu] \\ -2gg_W \mathrm{Tr}\,[\{&-\pi(V_\mu - A_\mu)\pi - \sigma(V_\mu - A_\mu)\sigma \\ &+i\pi(V_\mu - A_\mu)\sigma - i\sigma(V_\mu - A_\mu)\pi\}W_\mu] \end{aligned} \tag{16}$$

となる。このラグランジアンを使って弱い相互作用による崩壊の計算をするのだが，考えの土台には，まず強い相互作用があり，その表現であるカイラル不変なラグランジアン（4）から出発する。その後 (13) 式で弱い相互作用を導入する。従ってチャーム粒子の崩壊(3)を考える場合，強い相互作用の影響はラグランジアンの中に入っていると考えられる。

対照的に統一ゲージ理論では，最初に弱い相互作用のラグランジアンとその基底があり，そこから出発して強い相互作用を構成していくのである。

§Ⅲ　チャーム粒子の崩壊

前節で弱い相互作用のラグランジアンが分ったのでチャーム粒子の崩壊の寿命を計算する。

最初に，(6)よりπとσをφのべきで展開してみる。

$$\pi=\varphi-2/F_\pi^2\varphi^3+O(\varphi^5),$$
$$\sigma=-F_\pi/2\sqrt{2}+\sqrt{2}/F_\pi\varphi^2+O(\varphi^6). \tag{17}$$

これを弱い相互作用のラグランジアン(16)に代入して，φのべきについて各次数をまとめてみると，

$$L(\varphi;\ 0\text{次})=\frac{1}{4}gg_W F_\pi^2\,\mathrm{Tr}(P_\mu W_\mu), \tag{18}$$

$$L(\varphi;\ 1\text{次})=\frac{1}{\sqrt{2}}g_W F_\pi\,\mathrm{Tr}(\partial_\mu\varphi W_\mu)+\frac{i}{\sqrt{2}}gg_W F_\pi\,\mathrm{Tr}\{(\varphi P_\mu-P_\mu\varphi)W_\mu\}, \tag{19}$$

$$L(\varphi;\ 2\text{次})=ig_W\,\mathrm{Tr}\{(\varphi\partial_\mu\varphi-\partial_\mu\varphi\varphi)W_\mu\}-gg_W\,\mathrm{Tr}\{(\varphi^2P_\mu-2\varphi P_\mu\varphi+P_\mu\varphi^2)W_\mu\}, \tag{20}$$

$$L(\varphi;\ 3\text{次})=-\sqrt{2}/F_\pi\,\mathrm{Tr}\{(\varphi^2\partial_\mu\varphi-\varphi\partial_\mu\varphi\varphi+\partial_\mu\varphi\varphi^2)W_\mu\}-\sqrt{2}\,i/F_\pi gg_W\times\mathrm{Tr}\{(\varphi^3P_\mu-2\varphi^2P_\mu\varphi+2\varphi P_\mu\varphi^2-P_\mu\varphi^3)W_\mu\} \tag{21}$$

$$L(\varphi;\ 4\text{次})=-2i/F_\pi^2 g_W\,\mathrm{Tr}\{(\varphi^3\partial_\mu\varphi+\varphi\partial_\mu\varphi\varphi^2-\varphi^2\partial_\mu\varphi\varphi-\partial_\mu\varphi\varphi^3)W_\mu\}, \tag{22}$$

となる。ここで $P_\mu=V_\mu-A_\mu$ とおいた。

次にこれらの中からチャーム粒子の2体崩壊(3)に寄与する最低次数(g_Wについて2次)の散乱振幅を計算すると，(18)と(21)から

$$-\frac{\sqrt{2}}{4}ig^2g_W^2F_\pi(W_\mu)_i{}^j\{(W_\nu\varphi^3)_l{}^m-(\varphi^3W_\nu)_l{}^m-2(\varphi W_\nu\varphi)_l{}^m+2(\varphi^2W_\nu\varphi)_l{}^m\}<(P_\mu)_j{}^i(P_\nu)_m{}^l>. \tag{23}$$

(19)と(20)から

$$-\frac{i}{\sqrt{2}}g^2 g_W{}^2 F_\pi\{(W\varphi)_i{}^j-(\varphi W)_i{}^j\}\{(W_\nu\varphi^3)_l{}^m$$
$$-2(\varphi W\varphi)_l{}^m+(\varphi^2 W)_l{}^m\}<(P_\mu)_j{}^i(P_\nu)_m{}^l> \tag{24}$$

(19) と (22) から

$$-\sqrt{2}i/F_\pi g_W{}^2(W_\mu)_i{}^j\{(W\varphi^3)_l{}^m-(\varphi^3 W)_l{}^m+(\varphi^2 W\varphi)_l{}^m$$
$$-(\varphi W\varphi^2)_l{}^m\}<(\partial_\mu\varphi)_j{}^i(\partial_\nu\varphi)_m{}^l> \tag{25}$$

(20) と (21) から

$$-\sqrt{2}i/F_\pi g_W{}^2\{(W\varphi)_i{}^j-(\varphi W)_i{}^j\}\{(\varphi^2 W)_l{}^m$$
$$-(\varphi W\varphi)_l{}^m+(W\varphi^2)_l{}^m\}<(\partial_\mu\varphi)_j{}^i(\partial_\nu\varphi)_m{}^l> \tag{26}$$

を得る。ここで $<(P_\mu)_j{}^i(P_\nu)_m{}^l>$, $<(\partial_\mu\varphi)_j{}^i, (\partial_\nu\varphi)_m{}^l>$ は，それぞれベクトル粒子，擬ベクトル粒子，擬スカラー粒子の伝播関数である。(25), (26)を得るとき，擬スカラー粒子 φ はすべて質量が 0 でしかも 4 元運動量が 0 という仮定をしている。

今までの所は，$SU(4)$ 対称性が完全に成立している場合であるが，チャーム粒子の崩壊を扱う場合，$SU(4)$ 対称性の破れを導入しなければならない。そこで伝播関数に次の形で対称性の破れを導入する。

$$\begin{aligned}<(V_\mu)_j{}^i(V_\nu)_m{}^l>=&\varDelta_{\mu\nu}(\rho)\,\delta_m{}^i\delta_j{}^l\\
&+(\varDelta_{\mu\nu}(K^*)-\varDelta_{\mu\nu}(\rho))(\delta_m{}^i\delta_3{}^l\delta_j{}^3+\delta_j{}^l\delta_m{}^3\delta_3{}^i)\\
&+(\varDelta_{\mu\nu}(D^*)-\varDelta_{\mu\nu}(\rho))(\delta_m{}^i\delta_4{}^l\delta_j{}^4+\delta_j{}^l\delta_m{}^4\delta_4{}^i)\\
&+(\varDelta_{\mu\nu}(F^*)-\varDelta_{\mu\nu}(D^*)-\varDelta_{\mu\nu}(K^*)+\varDelta_{\mu\nu}(\rho))\\
&\times(\delta_j{}^3\delta_3{}^l\delta_m{}^4\delta_4{}^i+\delta_j{}^4\delta_4{}^l\delta_m{}^3\delta_3{}^i)\\
&+(\varDelta_{\mu\nu}(\phi)-2\varDelta_{\mu\nu}(K^*)+\varDelta_{\mu\nu}(\rho))(\delta_j{}^3\delta_3{}^l\delta_m{}^3\delta_3{}^i)\\
&+(\varDelta_{\mu\nu}(\phi)-2\varDelta_{\mu\nu}(D^*)+\varDelta_{\mu\nu}(\rho))(\delta_j{}^4\delta_{4l}\delta_m{}^4\delta_{4i})\end{aligned} \tag{27}$$

ここで $\varDelta$ の中の記号は粒子の名前である。

擬ベクトル，擬スカラーの場合も同じ様な方法で破れを導入する。

これらの中でチャーム粒子の崩壊 $D^0\to K^-\pi^+$ に寄与する部分 ((27) では第 2, 3, 4 項) をとり出してみる。

$D^0 \to K^- \pi^+$ の崩壊の振幅を T で表わすと，

$$T = \frac{i}{\sqrt{2}} F_\pi g^2 g_W{}^2 \cos^2\theta (G(F^*) - G(D^*) - G(K^*) + G(\rho) + G(F_A) - G(D_A) - G(K_A) + G(A_1) + P(F) - P(K)). \tag{28}$$

ここで

$$G(i) = G(m_i) = \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(k^2 + m_i{}^2)(k^2 + m_W{}^2)} + \frac{1}{(m_i)^2} \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{k^2}, \tag{29}$$

$$P(i) = P(m_i) = \frac{F_i}{F_\pi (2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(k^2 + m_W{}^2)} \tag{30}$$

$G(i)$ の第2項，及び $P(i)$ はそれぞれ2次の発散になっているが，完全に $SU(4)$ 対称性が成立していれば，$m_i = m_j$ $(i \neq j)$ で，$G(i)$ の第2項の発散は，(28) の各 $G(i)$ の引き算で消えてしまう。一方，$P(i)$ の項は $F_i = F_j$ $(i \neq j)$ で消える。

現実には，$SU(4)$ は破れていて，この2次発散を消す条件を $\sin\theta\cos\theta$，$\sin^2\theta$ を含むすべてのチャーム粒子の崩壊振幅で調べてみると，

$$P(F) = P(K), \quad (F_F = F_K = F_\pi), \tag{31}$$

$$(m_{F^*})^{-2} - (m_{D^*})^{-2} - (m_{K^*})^{-2} + (m_\rho)^{-2} + (m_{F_A})^{-2} - (m_{D_A})^{-2} - (m_{K_A})^{-2} + (m_{A_1})^{-2} = 0, \tag{32}$$

であることが分る。

その結果，(28) の中で (29) の $G(i)$ の第1項のみが残り，これを $F(i)$ で表わすと，$F(i)$ は対数発散の部分を含んでいるが，(28) の各項の引き算で相殺し，積分は次の様にまとまる。

$$F(\rho) - F(K^*) = -\frac{3\pi^2}{(2\pi)^4} \int_0^1 \log\left(\frac{m_\rho{}^2(1-x) + m_W{}^2 x}{m_{K^*}{}^2(1-x) + m_W{}^2 x}\right) dx, \tag{33}$$

ここで $m_W \gg m_i$ であることから (33) の中の主要項だけを取ってみると，

$$F(\rho)-F(K^*)=-\frac{3\pi^2}{(2\pi)^4}\frac{1}{m_W{}^2}\times\left(m_\rho{}^2\log\frac{m_W{}^2}{m_\rho{}^2}-m_{K^*}{}^2\log\frac{m_W{}^2}{m_{K^*}}\right),$$

となる。

(15) を使うと崩壊の振幅 (28) は

$$T=-\frac{3}{32\pi^2}g^2F_\pi G\cos^2\theta[f(F^*)-f(D^*)-f(K^*)$$
$$+f(\rho)+f(F_A)-f(D_A)-f(K_A)+f(A_1)]. \qquad (34)$$

ここで $f(i)=m_i{}^2\log\dfrac{m_W{}^2}{m_i{}^2}$ である。

以上の結果から崩壊の確率 $\Gamma(D^0\to K^-\pi^+)$ を求めることが出来る。

$$\Gamma(D^0\to K^-\pi^+)=\frac{k}{8\pi m_D{}^2}|T|^2,$$

$$k=\frac{1}{2m_D}\sqrt{\{(m_D+m_\pi)^2-m_K{}^2\}\{(m_D-m_\pi)^2-m_K{}^2\}}. \qquad (35)$$

(34) の結合定数 g は KSRF の関係[7]

$$g=\sqrt{2}\,m_\rho/F_\pi \qquad (36)$$

を仮定して計算する。Γ を次の様に書いてみる。

$$\Gamma(D^0\to K^-\pi^+)=AX,$$

$$A=\frac{1}{8\pi m_D{}^2}k\left(\frac{3}{16\pi^2}m_\rho{}^2G\cos^2\theta/F_\pi\right)^2,$$

$$X=(f(F^*)-f(D^*)-f(K^*)+f(\rho)+f(F_A)$$
$$-f(D_A)-f(K_A)+f(A_1))^2. \qquad (37)$$

$$m_D=1.870\,\mathrm{GeV},\quad m_K=0.494\,\mathrm{GeV},\quad m_\pi=0.14\,\mathrm{GeV},$$
$$G=1.02\times10^{-5}m_N{}^{-2},\quad m_N=0.94\,\mathrm{GeV},$$
$$F_\pi=0.19\,\mathrm{GeV},\quad m_\rho=0.77\,\mathrm{GeV},\quad \cos^2\theta=0.947$$

に対して,

$$A=4.128\times10^{-15}\,\mathrm{GeV}^{-3}$$

を得る。X は m_W, m_{F^*}, m_{F_A}, m_{D_A} の関数である。

即知の粒子の質量については

$$m_{D^*}=2.02\,\mathrm{GeV},\qquad m_{K_A}=1.32\,\mathrm{GeV},$$

$$m_{K^*}=0.893\,\mathrm{GeV},\qquad m_{A_1}=1.089\,\mathrm{GeV}$$

を採用する。チャームネスとストレンジネスをもつベクトル粒子 F^*，及び擬ベクトル粒子 F_A，チャームネスをもつ擬ベクトル粒子 D_A の存在は，$SU(4)$ 対称性やコーク模型などで信じられているが，現在のところ発見されていない。また，W 中間子も理論上，質量の下限の値は予想されるが，まだ発見されていないので，これらの粒子の質量を3通り仮定して，それに対する X, Γ，及び寿命 $T(=1/\Gamma)$ の値を (37) 式で計算して表にしておく。

表. X, Γ, T の計算値

m_W ＼ チャーム粒子	40 (GeV)	50	60
$m_{F_A}=2.6\,\mathrm{GeV}$	$X=37.8\,\mathrm{GeV}^4$	40.9	43.4
$m_{F^*}=2.14$	$\Gamma=3.12\times10^{-13}\,\mathrm{GeV}^{-1}$	3.83×10^{-13}	4.46×10^{-13}
$m_{D_A}=2.10$	$T=2.11\times10^{-12}\,\mathrm{s}$	1.72×10^{-12}	1.48×10^{-12}
$m_{F_A}=2.7$	$X=37.2\,\mathrm{GeV}^4$	40.2	42.7
$m_{F^*}=2.2$	$\Gamma=2.69\times10^{-13}\,\mathrm{GeV}^{-1}$	3.32×10^{-13}	3.88×10^{-13}
$m_{D_A}=2.3$	$T=2.45\times10^{-12}\,\mathrm{s}$	1.98×10^{-12}	1.70×10^{-12}
$m_{F_A}=2.8$	$X=37.3\,\mathrm{GeV}^4$	40.3	42.8
$m_{F^*}=2.3$	$\Gamma=2.76\times10^{-13}\,\mathrm{GeV}^{-1}$	3.40×10^{-13}	3.98×10^{-13}
$m_{D_A}=2.5$	$T=2.39\times10^{-12}\,\mathrm{s}$	1.94×10^{-12}	1.65×10^{-12}

(37)式は，各ベクトル，擬ベクトル粒子の質量に強く依存する様にみえるが，計算の結果は上の3つの例で，それほど変動がない。

§Ⅳ　討論とまとめ

非線形ラグランジアンを使って $D\to K\pi$ の崩壊を計算してみたが，ラグランジアンは $SU(4)$ 対称性を満たすようになっているが，チャーム粒子を扱う場合，$SU(4)$ 対称性の破れは大きいと思われる。更に下で述べるソフト擬スカラー粒子の仮定がこのモデルにとって重要な要素をしめるが，これと (27), (30) で導入した対称性の破れが妥当かどうか，それを判断するものとして収束条件 (31)，(32) を考察してみる。(32) では，(27)

の破れが直接ベクトル，擬ベクトル粒子の質量の破れ（ベクトル，擬ベクトルに属する各粒子の質量が対称性の破れとして等しくなくなる）として現われてくる。一方，(31) は (30) で導入された擬スカラー粒子の破れがないという条件である。これについては，スカラー粒子を導入し，その F を(31)に加えることによって条件をゆるめることが出来るかも知れない。

擬スカラー粒子の質量について，すべての擬スカラー粒子の4元運動量（質量も含まれる）が0であるというソフト擬スカラー粒子の仮定が，(25)，(26) を得る時に使われる。現実には最も軽い π 中間子の質量は $m_\pi=0.14$ GeV，重いチャーム粒子 D は，$m_D=1.87$ GeV である。

(31) は $F_\pi=F_K$ を示すが，現実には $F_K/F_\pi\sim1.2$ でおよそ20%，(31) の条件からずれている。

(32) は

$$(m_{F^*})^{-2}+(m_\rho)^{-2}+(m_{D_A})^{-2}+(m_{K_A})^{-2}$$
$$=(m_{F_A})^{-2}+(m_{A_1})^{-2}+(m_{D^*})^{-2}+(m_{K^*})^{-2}$$

で，m_{F^*}, m_{DA}, m_{F_A} の値として，前節の表を使うと，

$m_{F^*}=2.14$(GeV)，　$m_{D_A}=2.10$，　$m_{F_A}=2.6$ に対して

左辺$=2.71$(GeV^{-2})，右辺$=2.49$ でずれは 8%，

$m_{F^*}=2.2$，　$m_{D_A}=2.3$，　$m_{F_A}=2.7$ に対して

左辺$=2.66$，右辺$=2.47$ でずれは 7%，

$m_{F^*}=2.3$，　$m_{D_A}=2.5$，　$m_{F_A}=2.8$ に対して

左辺$=2.61$，右辺$=2.47$ でずれは 6%，である。

収束条件 (30) は，ソフト擬スカラー粒子の極限で成立する関係であり，現実には擬スカラー粒子がソフトでないために，F_π と F_K は約 20% のずれを生じたと考えられる。同様にベクトル，擬ベクトル粒子の質量の関係式 (32) も，理想的なソフトの極限で成立すべきものであるが，現実に 6〜8% のずれを生じたと考えられる。現実の擬スカラー粒子，特にチャーム粒子がソフトからひどくずれていることを考えると，(27) の $SU(4)$ 対称性の破れとソフト擬スカラー粒子の仮定が，この理論にとっては妥当

であることを示す。

次に $\Gamma(37)$ の中でのパラメーターである質量 m_W, m_{F^*}, m_{F_A}, m_{D_A} を考察してみる。

W 中間子の質量 m_W は Weinberg の理論では 37 GeV 以上であるが，理論では決めることが出来ない。W 中間子を実験で単独に取り出せるようになって始めて正確な値が知れるが，実験技術の進歩から安外早く分るかも知れない。(34) から分るように $\Gamma(37)$ の中での m_W の寄与は，対数 $\log m_W$ の形で入ってくるので，m_W を変えても，それほど Γ は変動しない。実際，前節の表から分るように，m_W を 40 から 60 GeV まで変えても，50% くらいの変動である。

一方，ベクトル，擬ベクトル粒子の質量，m_i は (34), (35) から分るように，m_i の4乗で寄与する。しかも，m_i の中で最も大きい m_{F^*}, m_{F_A}, m_{D_A} が，最も大きく寄与するが，それらの値が知られていないことが，このモデルの弱点である。しかし，(37) からそれらは，相互の引算となっており，理論的に妥当な値（前節の表参照）に対して，Γ で最大 15% のずれしか示さない。

結果として，$m_W=50$ GeV, $m_{F_A}=2.7$ GeV, $m_{F^*}=2.2$ GeV, $m_{D_A}=2.3$GeV に対して，チャーム粒子の D の $K\pi$ への崩壊寿命 $T=3.3\times10^{-12}$ 秒が得られた。

非相対論的なコーク模型で同じ過程を計算した論文 8) では 2.2×10^{-11} 秒が提示されている。将来の実験で明らかになるであろう。

チャーム粒子の他の崩壊過程の計算も，同じ考え方で計算出来る。

なお，著者は伊藤，南川，三浦各博士との討論に大いに負う所があり，感謝の意を表したい。

参考文献

1) 最近の軽粒子物理学やチャーム粒子については亜細亜大学紀要 **13**, 69 (1976).
2) G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 255 (1976).
3) D^+ (1876 MeV) については

I. Penuzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 477 (1976).

4) J. Schwinger, Phys, Lett. **24B**, 473 (1967).

5) T. Minamikawa, Prog. Theor. Phys. **40**, 1402 (1968).

6) 亜細亜大学紀要 **8**, 62 (1973), **10**, 53 (1974).

7) K. Kawarabayashi and M. Suzuki, Phys. Rev. Lett. **16**, 225 (1966). Riazuddin and Fayyazuddin, Phys, Rev. **147**, 1071 (1966).

8) Y. Takaiwa, T. Minamikawa and K. Miura, Prog. Theor. Phys. **55**, 579 (1976).